

## 6-2 Lippmann-Schwinger 方程式' 58

Lippmann-Schwinger 方程式'

↑

Schrödinger 方程式' 必要至道 (E)

(散乱問題に適用可 (20))

• Schrödinger 方程式:

$$(\hat{H}_0 + V)|\psi\rangle = E|\psi\rangle$$

$$\hat{H}_0 = \frac{\hat{p}^2}{2m} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2$$

自由粒子:

$$\hat{H}_0|\phi\rangle = E|\phi\rangle$$

↓

$$|\phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$$

(散乱問題では  $V=1$  である)

- Schrödinger 方程式の書き直し,

$$(E - \hat{H}_0) |\psi\rangle = V |\psi\rangle$$

⇔  $(E - \hat{H}_0)^{-1}$  を左から乗ると

$$\therefore |\psi\rangle = \frac{1}{E - \hat{H}_0 + i\epsilon} V |\psi\rangle$$

ここで、 $i\epsilon$  は分母のゼロになる  
 ことを避けるため



【詳細はあとで議論する】

代わりに自由粒子の解を足す。よって

$$|\psi\rangle = |\phi\rangle + \frac{1}{E - \hat{H}_0 + i\epsilon} V |\psi\rangle$$

Lippman-Schwinger 方程式

⇔

# 【Lippmann-Schwinger 方程式の解法】

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \psi_{\mathbf{k}}^{(0)}(\mathbf{r}) + \int d^3r' \langle \mathbf{r} | \frac{1}{E - \hat{H}_0 + i\epsilon} | \mathbf{r}' \rangle V(\mathbf{r}') \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}') d^3r'$$

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \equiv \langle \mathbf{r} | \frac{1}{E - \hat{H}_0 + i\epsilon} | \mathbf{r}' \rangle$$

$$= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \langle \mathbf{r} | \mathbf{p} \rangle \langle \mathbf{p} | \frac{1}{E - \hat{H}_0 + i\epsilon} | \mathbf{p} \rangle \langle \mathbf{p} | \mathbf{r}' \rangle$$

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{p}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} \frac{1}{E - \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + i\epsilon}$$

$$\text{よ } E = \frac{k^2}{2m} \quad \text{よ}$$

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{2m}{(2\pi)^3} \int d^3p \frac{e^{i\mathbf{p}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}}{k^2 - p^2 + i\epsilon}$$

$$\int e^{iP(r-r')} d\Omega_p \quad \text{の 計 算 :}$$

$$\begin{cases} d^3p = p^2 dp d\Omega_p \\ d\Omega_p = \sin\theta_p d\theta_p d\varphi_p \end{cases}$$

$$t = cr \theta_p \quad \text{etc.} \quad dt = -\sin\theta_p d\theta_p$$

dt

$$\int e^{ip|r-r'|t} \sin\theta_p dp d\varphi_p$$

$$= 2\pi \int_{-1}^1 dt e^{ip|r-r'|t}$$

$$= \frac{2\pi}{ip|r-r'|} \left( e^{ip|r-r'|} - e^{-ip|r-r'|} \right)$$

$$= \frac{4\pi}{p|r-r'|} \sin(p|r-r'|)$$

dt

$$G(r, r') = \frac{2m}{(2\pi)^3} \frac{4\pi}{|r-r'|} \frac{(-)}{2} \text{Im} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ip|r-r'|}}{p^2 - k^2 - i\epsilon} p dp$$

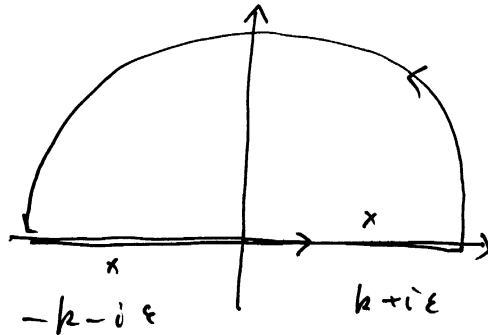
$$= - \frac{m}{2\pi^2 |r-r'|} \text{Im} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ip|r-r'|}}{p^2 - k^2 - i\epsilon} p dp$$

222

$$p^2 - k^2 - i\epsilon \cong (p - k - i\epsilon)(p + k + i\epsilon)$$

複素平面での積分は

を用いる。



2.2

$$G(r, r') = \frac{-m}{2\pi^2 |r - r'|} \text{Im} \frac{1}{2k} e^{ik|r - r'|} \frac{1}{2\pi i k}$$

$$\therefore G(r, r') = -\frac{m}{2\pi} \frac{1}{|r - r'|} e^{ik|r - r'|}$$

273

 $t \rightarrow \infty$  2.2

$$|r - r'| \cong r - \frac{(r \cdot r')}{r}$$

 $\hat{k} \cdot \hat{r}$ 

$$G(r, r') = -\frac{m}{2\pi r} e^{ikr} e^{-ikR' \cdot \hat{r}} \quad (k' \equiv k \hat{r})$$

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) + \int G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') V(\mathbf{r}') \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}') d^3r'$$

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \approx -\frac{m}{2\pi\hbar^2} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} e^{-i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}'} \quad \text{②}$$

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) - \frac{m}{2\pi\hbar^2} \frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{r} \int e^{-i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}'} V(\mathbf{r}') \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}') d^3r'$$

③

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + f(\theta) \frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{r} \quad \text{④}$$



$$f(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \equiv f(\theta) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}'} V(\mathbf{r}') \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}') d^3r'$$

⑤